# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 5 OCTOBRE 1942.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Louis de Broglie** dépose sur le bureau de l'Académie deux Ouvrages publiés par le Bureau des Longitudes :

1° *Connaissance des temps ou des mouvements célestes à l'usage des astronomes et des navigateurs pour l'an* 1943;

2° *Éphémérides nautiques* ou *Extrait de la Connaissance des temps pour l'an* 1942, et *pour l'an* 1943.

M. **Robert Esnault-Pelterie** fait hommage à l'Académie d'un Mémoire qu'il vient de publier sous le titre : *Sur un appareil de mesure du frottement en mouvement.*

## CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire d'État a la Santé publique** invite l'Académie à lui présenter une liste de trois de ses Membres, dont l'un sera nommé Membre du *Conseil supérieur d'Hygiène publique de France.*

La liste comprend MM. **Hyacinthe Vincent**, **Charles Achard**, **Gustave Roussy**.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° F. Blondel. *La Recherche scientifique des Gisements minéraux.*

2° Albert Raynaud. *Modification expérimentale de la différenciation sexuelle des embryons de Souris par action des hormones androgènes et œstrogènes* (*Étude des états d'intersexualité qui en résultent*).

M. **Léon Binet** prie l'Académie de vouloir bien le compter au nombre des candidats à la place vacante dans la Section de Médecine et Chirurgie par la mort de M. *A. d'Arsonval.*

AÉRODYNAMIQUE. — *Pour le calcul des effets du fuselage et des fuseaux-moteurs sur la répartition en envergure des efforts aérodynamiques.* Note [1] de M. LUCIEN MALAVARD, présentée par M. Joseph Pérès.

1. Le calcul des effets du fuselage sur la répartition en envergure des efforts aérodynamiques peut être abordé en admettant que la théorie linéaire de l'aile est applicable dans les sections du fuselage et des fuseaux, *si l'on connaît les caractéristiques en allongement infini de ces sections* [pente $2k$ de la courbe du $c_z^\infty(\alpha)$, incidence de $c_z^\infty$ nul]. La variation en envergure des paramètres est en général rapide, de sorte que le *calculateur d'ailes* est très indiqué pour les déterminations numériques, surtout si, comme dans l'appareil actuel, la réalisation des électrodes permet de les adapter, pour chaque étude, en dimensions et positions.

Après l'exemple donné en 1934 [A, pp. 66-72 [2]], j'ai eu l'occasion de traiter d'autres applications, satisfaisantes quant à la prévision des efforts sur la voilure d'avions complets.

2. Le calcul ainsi compris suppose des essais de soufflerie spéciaux pour obtenir les caractéristiques d'allongement infini des profils du fuselage et des fuseaux, essais analogues à ceux qui concernent les profils de l'aile. Pour les applications courantes, il était désirable d'éviter de tels essais, qui ne sont d'ailleurs significatifs que pour des fuseaux bien profilés. J'y suis parvenu, à propos d'études faites en 1939 et au début de 1940, en tirant parti des essais usuels des maquettes de l'aile et de l'avion. Soit, pour fixer les idées, le cas d'un fuselage. J'utilise simplement les valeurs $m_A$ et $m_{AF}$ obtenues en soufflerie pour le $dc_z/d\alpha$ de l'aile et de l'aile avec fuselage, ainsi que les incidences de portance nulle $\alpha_A$ et $\alpha_{AF}$. Dans le bassin électrique, le fuselage correspond à une électrode $E_F$ et, pour atteindre la répartition des efforts, on a d'abord à fixer les valeurs moyennes correspondantes $(kt)_F$ (produit du coefficient de pente par la profondeur) et $\tau_F$ (calage : angle de l'axe de portance nulle du fuselage avec celui de la section moyenne de l'aile). $(kt)_F$ est déterminé par $m_{AF}$ (on sait que le calage est sans effet sur $dc_z/d\alpha$), puis $\tau_F$ par $\alpha_{AF}$. Je vais montrer qu'une expérience au calculateur d'ailes (après les essais qui concernent l'aile seule) donne très simplement $(kt)_F$ et $\tau_F$, ainsi que les répartitions d'efforts recherchées.

3. Une parenthèse est utile ici pour indiquer l'application de l'appareil à des déterminations *par différences*. Soient en général deux ailes, distinguées par les indices 1 et 2, dont les potentiels des tourbillons libres sont $\varphi_1$ et $\varphi_2$;

---

[1] Séance du 14 septembre 1942.

[2] Je renvoie, par les lettres A et B, à mes deux volumes des *Publications du Ministère de l'Air*, fasc. 57 et 153; on s'y reportera pour les notations et les formules utilisées dans la suite.

il est clair [B, p. 22, (12)] que $\Phi = \varphi_2 - \varphi_1$ vérifie, sur l'envergure,

$$(1) \qquad -\frac{1}{2V}\frac{\partial\Phi}{\partial y} + \frac{2}{Vk_2t_2}\Phi = \alpha_2 - \alpha_1 + \frac{2\varphi_1}{V}\left(\frac{1}{k_1t_1} - \frac{1}{k_2t_2}\right),$$

et correspond donc à une voilure ayant les paramètres $k_2t_2$ de l'aile 2, mais une loi d'incidence différente donnée par le second membre de (1) : on aurait $\Phi$ au calculateur d'ailes en établissant les mêmes résistances R que pour l'aile 2 et des potentiels $\overline{\Phi}$ qui dépendent de ce second membre. Lorsque l'on connaît avec précision la répartition de portance $\varphi_1$ d'une aile et que l'on étudie une aile voisine (en général avec les mêmes $\alpha$), il y a notable avantage à faire porter sur $\Phi$ les déterminations au calculateur d'ailes : grâce à l'arbitraire du choix de l'échelle des $\Phi$, la précision de l'appareil peut garder la même valeur relative et elle n'affecte qu'une fraction de la grandeur à mesurer.

4. Comparons ainsi l'aile seule 1 et l'aile avec le fuselage 2, avec dans les deux cas une incidence unité tout le long de l'envergure (effet général d'incidence). On a $k_2t_2 = k_1t_1$, sauf pour $E_F$ où il vaut $(kt)_F$, de sorte que les $\overline{\Phi}$ à établir sont nuls pour toutes les électrodes de l'envergure, sauf pour $E_F$ où l'on prendra $\overline{\Phi} = 100$, maximum de l'échelle potentiométrique. Les résistances R sont connues pour tous les circuits, sauf pour celui de $E_F$. D'après les formules données ailleurs (B, p. 34 et suiv.) le choix de cette dernière résistance $R_F$ détermine $(kt)_F$, ainsi que la relation entre l'échelle des $\Phi$ et celle des $\varphi_1$ ; l'aire de la courbe des $\Phi$ obtenus aux électrodes de l'appareil doit donner, à un facteur connu près, $m_{AF} - m_A$ : quelques essais fixent donc les valeurs correctes de $R_F$ et $(kt)_F$ correspondant au $Dm = m_{AF} - m_A$ obtenu en soufflerie.

5. Reste à obtenir $\tau_F$. Or, compte tenu du gauchissement aérodynamique de l'aile, on a obtenu, au calculateur d'ailes, en prenant par exemple l'incidence nulle au centre, une répartion $\varphi'_1$ (effet de gauchissement). Cette répartition est modifiée par le fuselage qui y ajoute, pour le calage nul, des $\Delta\varphi'_1$, et, pour un calage $\tau_F$ des $\tau_F\,\delta\varphi'_1$. Si l'on reprend, pour la détermination des $\Delta\varphi'_1$ et des $\delta\varphi'_1$, le procédé par différence, on constate que l'on est ramené au réglage qui a fourni les $\Phi$ : les $\Delta\varphi'_1$ et les $\delta\varphi'_1$ leur sont proportionnels et, ramenant toutes les grandeurs à l'échelle des $\varphi_1$, on a

$$u = \frac{\Delta\varphi'_1}{\Phi} = \left(\frac{\varphi'_1}{\varphi_1}\right)_c, \qquad v = \frac{\delta\varphi'_1}{\Phi} = \left(\frac{\varphi_1}{\varphi_1}\right)_c \frac{\left(\frac{1}{k_1t_1}\right)_c}{\left(\frac{1}{k_1t_1}\right)_c - \left(\frac{1}{kt}\right)},$$

l'indice $c$ indiquant des valeurs à prendre à la section centrale de l'aile. Pour une incidence $\alpha$ de l'ensemble, la répartition de portance est définie par

$$\varphi'_1 + \Delta\varphi'_1 + \tau_F\,\delta\varphi'_1 + \alpha\varphi_2,$$

et la portance globale, proportionnelle à l'aire correspondante, vaut donc

$$-m_A\alpha_A + Dm(u + \tau_F v) + m_{AF}\alpha;$$

en l'annulant pour $\alpha = \alpha_{AF}$, on détermine $\tau_F$ ; les caractéristiques du fuselage sont ainsi connues, d'où les répartitions d'efforts correspondantes.

6. Le mode de calcul simplifié qui vient d'être donné doit être appliqué séparément au fuselage et à chaque paire de fuseaux-moteurs, en se basant, dans chaque cas, sur un essai de maquette. S'il y a plusieurs paires de fuseaux et si l'on peut admettre qu'ils ont le même $(kt)_F$, on aura ce $(kt)_F$ au calculateur d'ailes en procédant comme au n° 4, mais il faudra d'autres essais analogues, très évidents, pour obtenir le $\Delta\varphi'_1$ de l'ensemble des fuseaux et les $\delta\varphi'_1$ de chaque paire.

MÉCANIQUE ANALYTIQUE. — *Méthode d'intégration par arcs successifs des équations de relaxation.* Note [1] de MM. **Hippolyte** et **Maurice Parodi**, présentée par M. Albert Caquot.

L'équation de relaxation

$$v\frac{dv}{ds} + vf(s) + s = 0 \tag{1}$$

peut être résolue approximativement en découpant le domaine de variation de $s$ où se produisent les oscillations, en un certain nombre de sections $s_1$ à $s_2$, $s_2$ à $s_3$, $s_3$ à $s_4$, ... ; dans chacune de ces sections la fonction $f(s)$ sera supposée constante, la valeur de cette constante étant prise égale à la valeur moyenne de $f(s)$ dans l'intervalle considéré. La solution de l'équation (1), non intégrable, sera ainsi ramenée à la solution d'un certain nombre d'équations différentielles intégrables

$$v\frac{dv}{ds} + \varepsilon_p v + s = 0, \tag{2}$$

$\varepsilon_p$ valeur moyenne de $f(s)$ dans le domaine $s_p s_{p+1}$.

L'équation (2) admet des solutions de la forme

$$(v + as)^\lambda (v + bs)^\mu = k,$$

satisfaisant aux relations

$$\lambda + \mu = 1, \qquad ab(\lambda + \mu) = 1,$$
$$\mu a + b\lambda = 0, \qquad \lambda a + \mu b = \varepsilon.$$

l'intégrale de (2) est donc [2]

$$\left[v + s\left(\frac{\varepsilon}{2} - \sqrt{\frac{\varepsilon^2}{4} - 1}\right)\right]^{\lambda - \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - 4}}} \left[v + s\left(\frac{\varepsilon}{2} + \sqrt{\frac{\varepsilon^2}{4} - 1}\right)\right]^{\lambda + \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - 4}}} = K'. \tag{3}$$

---

(1) Séance du 31 août 1942.

(2) Si $\varepsilon = \pm 2$ la solution est

$$L\frac{v - s}{v_0 - s_0} = \frac{s}{v - s} - \frac{s_0}{v_0 - s_0}.$$

Si $\varepsilon^2 > 4$, l'expression écrite a tous ses termes réels et elle peut être directement calculée par logarithmes.

Si $\varepsilon^2 < 4$, les termes entre parenthèses et les exposants sont imaginaires et il faut mettre l'expression précédente sous une forme calculable, en séparant les parties réelles des parties imaginaires; on trouve ainsi

$$[v^2 + s^2 + \varepsilon v s]\left[-\frac{(2v+\varepsilon s)^2 - s^2(4-\varepsilon^2)}{(2v+\varepsilon s)^2 + s^2(4-\varepsilon^2)} - i\frac{2s\sqrt{4-\varepsilon^2}(2v+\varepsilon s)}{s^2(4-\varepsilon^2)+(2v+\varepsilon s)^2}\right]^{i\frac{\varepsilon}{\sqrt{4-\varepsilon^2}}} = K''.$$

Posant

$$\operatorname{tang}\omega = \frac{2s\sqrt{4-\varepsilon^2}(2v+\varepsilon s)}{(2v+\varepsilon s)^2 - s^2(4-\varepsilon^2)}$$

et passant aux coordonnées polaires $v = \rho\sin\theta$, $s = \rho\cos\theta$, nous obtenons

$$(4)\qquad \rho^2\left(1+\frac{\varepsilon}{2}\sin 2\theta\right)e^{\frac{\varepsilon}{\sqrt{4-\varepsilon^2}}\omega} = K'',$$

ou

$$(5)\qquad s^2(1+\varepsilon\operatorname{tang}\theta+\operatorname{tang}^2\theta)e^{\frac{\varepsilon\omega}{\sqrt{4-\varepsilon^2}}} = K'',\qquad \text{avec } -\frac{\omega}{2} = \operatorname{arc\,tang}\frac{\operatorname{tang}\theta+\frac{\varepsilon}{2}}{\sqrt{1-\frac{\varepsilon^2}{4}}}.$$

L'équation (4) représente une spirale et il apparaît que, pour $\varepsilon$ positif (freinage), le terme exponentiel croît à chaque tour (ou cycle) et tend vers l'infini; ceci entraîne la décroissance progressive de la vitesse, qui se rapproche de plus en plus de zéro. Inversement pour $\varepsilon$ négatif (traction), la vitesse augmente à chaque cycle et croît au delà de toute limite.

Pour obtenir une valeur approchée de la solution de l'équation (1) par arcs successifs, il suffit de construire une fois pour toutes des tables de la fonction U,

$$U = \frac{2\varepsilon\log e}{\sqrt{4-\varepsilon^2}}\operatorname{arc\,tang}\frac{\operatorname{tang}\theta+\frac{\varepsilon}{2}}{\sqrt{1-\frac{\varepsilon^2}{4}}} - \log[1+\varepsilon\operatorname{tang}\theta+\operatorname{tang}^2\theta],$$

tables donnant la valeur de U en fonction de $\operatorname{tang}\theta$ et de $\varepsilon$.

En nous reportant à l'équation (5), nous pourrons écrire

$$s^2(1+\varepsilon\operatorname{tang}\theta+\operatorname{tang}^2\theta)e^{\frac{\varepsilon\omega}{\sqrt{4-\varepsilon^2}}} = s_0^2(1+\varepsilon\operatorname{tang}\theta_0+\operatorname{tang}^2\theta_0)e^{\frac{\varepsilon\omega}{\sqrt{4-\varepsilon^2}}}$$

d'où

$$(6)\qquad U - U_0 = 2\log s - 2\log s_0.$$

Partant du point $s_p$ à la vitesse $V_p$, le mobile atteindra la vitesse $V_{p+1}$ quand il aura parcouru l'espace $s_p$ à $s_{p+1}$. Cherchant dans la table de la fonction U la valeur $U_p$ correspondant à $\varepsilon_p$ et à $\operatorname{tang}\theta_p = \frac{U_p}{s_p}$, nous trouverons la

valeur $U_{p+1}$ en utilisant la relation (6) qui s'écrit alors

$$U_{p+1} = U_p + 2 \log s_{p+1} - 2 \log s_p,$$

avec

$$\operatorname{tang} \theta_{p+1} = \frac{V_{p+1}}{s_{p+1}}.$$

Ayant ainsi préparé un *outillage* de calcul, nous pourrons résoudre, par arcs successifs, n'importe quelle équation de relaxation, le degré d'approximation obtenu étant d'autant plus grand que le nombre des intervalles $\Delta s$ utilisés sera lui-même plus grand.

Cette méthode de calcul numérique nous permettra de construire une solution qui se présentera, elle aussi, sous la forme d'une spirale, car il n'y a aucune raison pour qu'en choisissant au hasard, pour le démarrage du calcul, une vitesse initiale $W_p$ au point $s_0$, nous trouvions au bout du cycle une vitesse $W_{p+1}$ égale à $W_p$.

Le cycle limite que nous cherchons ne peut être trouvé que par approximations successives méthodiques; la méthode utilisée sera indiquée dans une publication ultérieure.

MÉCANIQUE STATISTIQUE. — *Sur le carré moyen de la distance parcourue par des neutrons lents dans un milieu ralentisseur.* Note (¹) de M. **Robert Potier**, présentée par M. Élie Cartan.

Dans la présente Note, nous nous proposons de résoudre le problème suivant : des neutrons sont émis en un point d'une substance contenant principalement de l'hydrogène, avec une énergie $E_0$; ils sont ensuite freinés par les protons de la substance considérée, et, lorsque leur énergie passe par la valeur E, ils sont absorbés. Quel est le carré moyen de la distance qu'ils ont parcourue?

Fermi et Bethe ont déjà donné une solution approximative de ce problème, supposant que le nombre de chocs permettant de tomber de $E_0$ à E était toujours grand, et que le libre parcours moyen $l$ des neutrons était indépendant de l'énergie.

Dans cette Note nous ne faisons pas ces hypothèses. Le libre parcours moyen est supposé être une fonction de l'énergie, soit $l(x)$.

Le choc des neutrons contre les protons est considéré comme un choc élastique au sens de la mécanique classique. Si $\theta$ est l'angle que fait la vitesse du neutron après le choc avec sa vitesse avant le choc, si $x$ est l'énergie avant le choc et $x'$ l'énergie après le choc, on a $x' = x \cos^2 \theta$; et la probabilité pour que l'angle $\theta$ ait une valeur comprise entre $\theta_0$ et $\theta_0 + d\theta$ est

$$p(\theta_0)\, d\theta = 2 \sin \theta_0 \cos \theta_0\, d\theta.$$

---

(¹) Séance du 13 avril 1942.

Tout ceci suppose que les protons du milieu ralentisseur puissent être considérés comme immobiles devant les neutrons lents, ce qui est bien le cas dans la pratique.

Ces hypothèses étant faites, notre calcul conduit à la formule

$$(1)\quad \overline{r^2} = 2l^2(\mathrm{E}_0) + 2\int_{\mathrm{E}}^{\mathrm{E}_0} l^2(x)\frac{dx}{x} + 2\int_{\mathrm{E}}^{\mathrm{E}_0} \frac{l(\mathrm{E}_0)\,l(x)}{\mathrm{E}_0^{\frac{1}{2}}}\frac{dx}{x^{\frac{1}{2}}} + 2\iint_{\varpi} l(x)\,l(y)\frac{dx}{x^{\frac{3}{2}}}\frac{dy}{y^{\frac{1}{2}}};$$

le domaine $\varpi$ étant le triangle défini par

$$(2)\quad \begin{cases} \mathrm{E} < x < \mathrm{E}_0, \\ \mathrm{E} < y < x. \end{cases}$$

Des formules (1) et (2) on peut déduire, dans le cas où le libre parcours moyen $l(x)$ se réduit à une constante $l$,

$$(3)\quad \overline{r^2} = l^2\left\{6\,\mathrm{L}\frac{\mathrm{E}_0}{\mathrm{E}} + 4\sqrt{\frac{\mathrm{E}}{\mathrm{E}_0}} - 2\right\}.$$

La formule obtenue par Fermi et Bethe était

$$(4)\quad \overline{r^2} = 6\,l^2\,\mathrm{L}\frac{\mathrm{E}_0}{\mathrm{E}}.$$

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Essais de fluage par compression sur des alliages à bas points de fusion.* Note de MM. **Jean de Lacombe** et **Marc Dannenmulier**, présentée par M. Léon Guillet.

Le fluage, caractérisé par la déformation en fonction du temps à charge et température constantes, a fait l'objet de nombreuses études, spécialement dans le cas de la traction, à diverses températures et sur des métaux variés.

Nous avons exécuté des essais de fluage par compression pour l'étude d'alliages antifrictions. Les qualités d'emploi de ces alliages sont en effet liées à leurs possibilités d'écoulement dans le cas de ce type de sollicitation. Les températures d'essais étaient voisines de l'ambiante, et les charges choisies de manière à conduire à des écrasements de 1 à 2 % pour des durées de quelques dizaines à quelques centaines d'heures.

Les courbes ont un aspect analogue à celui des courbes classiques obtenues à la traction (*fig.* 1), le point d'inflexion s'étant toutefois toujours trouvé ici très largement étalé.

Cette analogie peut être examinée plus en détail en utilisant une méthode d'analyse algébrique des courbes étudiée antérieurement à propos des aciers [1]. La représentation comporte un terme constant, un terme parabo-

---

[1] J. de Lacombe, *Rev. Métallurgie*, 36, 1934, p. 178 ; 39, 1942, p. 105.

lique ralenti et un terme parabolique accéléré

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + at^m + bt^n \quad \text{avec} \quad m < 1 \quad \text{et} \quad n > 1.$$

Toutes les courbes de compression que nous avons obtenues ont pu être repré-

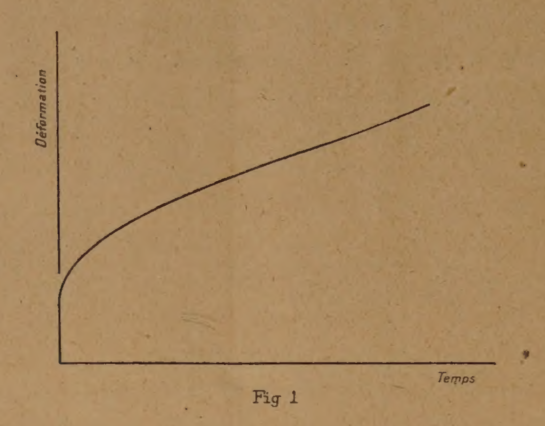


Fig 1

sentées par cette formule avec une approximation comparable à la précision des expériences. On peut citer les exemples suivants :

| Alliage étudié. | | | | | | Température d'essai (°C.). | Exposants | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Pb. | Zn. | Sn. | Sb. | Cd. | Cu. | | *m.* | *n.* |
| 75 | – | 10 | 14 | – | 1 | 40 | 0,5–0,6 | |
| 5 | 91 | – | – | – | 4 | 40 | 0,5–0,6 | |
| – | – | 94 | 4 | 2 | – | 40 | 0,5–0,6 | 1,2–1,4 |

Pour les deux premiers de ces alliages, il est arrivé, comme dans le cas de la traction, qu'à l'origine la courbe expérimentale soit, pendant une courte période, en-dessous de la courbe calculée. Dans ce cas le terme initial $\varepsilon_0$ est supérieur, ici encore, à la déformation élastique réversible, et le terme complémentaire, qui atteint son amplitude limite en 15 à 30 minutes environ, est une fonction croissante de la charge. Pour le troisième alliage, au contraire, le terme initial $\varepsilon_0$ était égal à la déformation élastique.

Il ressort de ces observations que les courbes de fluage à la compression et à la traction ont une représentation commune, qui ne fait pas intervenir les circonstances propres à l'un ou l'autre de ces modes d'essai.

On trouve également ici la confirmation du fait que la forme parabolique des courbes de fluage n'est pas une propriété spécifique des aciers à chaud, mais qu'elle s'applique également à des alliages dont la structure cristalline et la constitution micrographique sont entièrement différentes.

RELATIVITÉ. — *Ondes ellipsoïdales autour d'une source en mouvement uniforme.* Note [1] de M. **Pierre Dive**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Nous avons montré [2] comment le principe de relativité (entendu au *sens faible*, qui exclut la contraction lorentzo-einsteinienne) implique la propagation ellipsoïdale des actions électromagnétiques (ou gravifiques) autour d'une source de vitesse constante.

Nous corroborons et précisons ici ce résultat en considérant d'un autre point de vue, indépendant du principe de relativité, la recherche de la forme de l'indicatrice des ondes.

Comme dans la théorie de Minkowski, nous admettons que l'état d'un champ est caractérisé par un *potentiel-tenseur* à quatre dimensions dont chaque composante $\Upsilon_\gamma$ satisfait à l'équation de Laplace-Poisson. Par une induction nouvelle, nous étendons cette loi aux champs créés par des sources en mouvement rectiligne et uniforme. Il nous paraît en effet naturel de supposer que, dans le régime permanent des propagations, supposé établi depuis un temps infini, autour d'une telle source, les valeurs de $\Upsilon_\gamma$ s'établissent [3] dans tout l'espace extérieur et à tout instant, comme celles d'une fonction harmonique jouissant de la propriété (que nous considérerons comme caractéristique d'un état physique stationnaire) d'être égale, en chaque point, à la moyenne des valeurs qu'elle prend sur une sphère centrée sur ce point [4].

Nous poserons donc, en coordonnées cartésiennes ($x^\alpha$, $\alpha = 1, 2, 3$),

$$(1) \qquad \sum_\alpha \frac{\partial^2 \Upsilon_\gamma}{\partial x^\alpha\, \partial x^\alpha} = \begin{cases} -4\pi k \eta_\gamma(v)\rho, & \text{à l'intérieur et} \\ 0 & \text{à l'extérieur de la source,} \end{cases}$$

où $\eta_\gamma(v)$ est un coefficient d'aberration ne dépendant que de la vitesse de la source et $\rho$, la densité de celle-ci.

O$x$ étant porté par $\vec{v}(x = x^1, y = x^2, z = x^3, \mathrm{T} = x^4 = ict)$, nous remarquons, comme conséquence de la seule hypothèse sur la constance de $\vec{v}$, que $\Upsilon_\gamma$ doit satisfaire l'équation

$$(2) \qquad \frac{\partial \Upsilon_\gamma}{\partial \mathrm{T}} - i\chi \frac{\partial \Upsilon_\gamma}{\partial x} = 0,$$

$\chi$ étant mis pour $vc^{-1}$.

---

[1] Séance du 31 août 1942.

[2] *P.-V. Ac. d. Sc., B.-L. et A. de Clermont*, 59, 2 mars et 4 mai 1939, p. 67.

[3] En tout point et à tout instant $t$, l'action excitatrice qui émane d'une position occupée, à instant antérieur $t_e$, par la source, donne au potentiel la valeur qu'il doit prendre pour s'identifier à la fonction harmonique définie (d'après le principe de Dirichlet) par ses valeurs à la surface de la source à l'instant actuel $t$.

[4] Cf. Goursat, *Cours d'Analyse mathématique*, t. II, p. 253.

Si l'on suppose alors que la source est ponctuelle (ou de révolution), et si l'on pose $r^2 = x^2 + y^2$, on trouve que (1) peut s'écrire sous la forme

$$(3) \qquad g^{11}\frac{\partial^2 \Upsilon_\gamma}{\partial x\,\partial x} + \frac{\partial^2 \Upsilon_\gamma}{\partial r\,\partial r} + g^{44}\frac{\partial^2 \Upsilon_\gamma}{\partial T\,\partial T} + \frac{1}{r}\frac{\partial \Upsilon_\gamma}{\partial r} = \begin{cases} -4\pi k \eta_\gamma \rho, \\ 0 \end{cases}$$

où $g^{11}$ et $g^{44}$ sont *a priori* des fonctions de $x$, $r$, T et $v$, liées par la relation nécessaire

$$(4) \qquad g^{11} = 1 + \chi^2 g^{44}.$$

*Nous allons montrer que ces fonctions ne dépendent, en fait, que de* $v$.

Considérons un front d'onde extérieur se développant en fonction du temps suivant l'équation $\mathcal{F}(x, r, T) = 0$. C'est, par définition, une surface de raccord des solutions de l'équation (3) et, d'après la théorie des équations aux dérivées partielles du second ordre [5], $\mathcal{F}$ doit vérifier l'équation aux dérivées partielles du premier ordre, dite des *caractéristiques*,

$$(5) \qquad F = g^{11}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial r}\right)^2 + g^{44}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial T}\right)^2 = 0 \quad [6].$$

Écrivons les équations des lignes caractéristiques de (5) [bicaractéristiques de (3)] :

$$(6) \qquad \frac{dx}{\dfrac{\partial F}{\partial \mathcal{F}'_x}} = \frac{dr}{\dfrac{\partial F}{\partial \mathcal{F}'_r}} = \frac{dT}{\dfrac{\partial F}{\partial \mathcal{F}'_T}} = \frac{-d\mathcal{F}'_x}{\dfrac{\partial F}{\partial x}} = \frac{-d\mathcal{F}'_r}{\dfrac{\partial F}{\partial r}} = \frac{-d\mathcal{F}'_T}{\dfrac{\partial F}{\partial T}},$$

qui, comme l'on sait, donnent le mouvement d'un rayon lumineux. Et considérons l'équation d'un front d'onde sous les trois formes successives

$$(7) \qquad \mathcal{F} \equiv \varphi(r, T) - x = 0, \qquad \mathcal{F} \equiv \psi(x, T) - r = 0, \qquad \mathcal{F} \equiv \chi(x, r) - T = 0.$$

Des conditions d'égalité du premier et du quatrième rapport, du second et du cinquième, du troisième et du sixième, on déduit respectivement les relations

$$(8) \qquad \frac{\partial g^{44}}{\partial x} = 0, \qquad \frac{\partial g^{44}}{\partial r} = 0, \qquad \frac{\partial g^{44}}{\partial T} = 0.$$

Les coefficients $g^{11}$ et $g^{44}$ ne peuvent donc dépendre que de $v$. *Le mouvement de la lumière est alors rectiligne et uniforme; et la relation* $g^{11} = 1 + \chi^2 g^{44}$ *permet de représenter le développement de chaque front d'onde par un cône d'espace-temps dont la section par un plan* T = const. *fournit, à chaque instant, comme méridienne du front d'onde, une ellipse centrée sur le point d'émission et focalisée sur la position actuelle de la source.*

---

[5] Cf. Hadamard, *Cours d'Analyse*, t. II, p. 522.

[6] Cette équation peut également être tirée de l'équation (3) et des *conditions de compatibilité géométrique* (cf. P. Appell, *Mécanique rationnelle*, t. III, p. 316) des propagations de discontinuités du second ordre, étendues à des ondes de forme quelconque.

Ainsi se trouve confirmé, par une voie purement théorique, le type d'onde II que nous avions déduit du principe de relativité et des exigences de l'expérience (7). En même temps, nous obtenons une explication de ce principe.

PHOTOCHIMIE. — *Étude spectrale d'une réaction luminescente.* Note (1) de MM. **Paul Groh** et **Albert Kirrmann**.

Parmi les réactions capables de produire une luminescence chimique, très peu ont été étudiées au spectrographe. En chimie minérale, on ne peut guère citer que l'oxydation du phosphore. L'une des plus simples de ces réactions est celle de l'eau oxygénée sur les hypochlorites. Elle est connue depuis assez longtemps (2), mais il ne semble pas qu'elle ait été soumise à une étude approfondie.

L'un de nous en a décrit une variante, par action directe du chlore sur un mélange d'eau oxygénée et d'alcali caustique (3),

$$2\,HOK + Cl^2 + O^2H^2 \longrightarrow 2\,ClK + O^2 + 2\,OH^2$$

et a réalisé un dispositif capable d'effectuer d'une façon continue cette réaction, qui produit une belle lumière rouge, assez intense.

Un mélange fraîchement préparé d'eau oxygénée à 100 volumes et de 3 fois son volume de potasse à $280^g$ par litre s'écoule de bas en haut dans un tube de pyrex de $9^{mm}$ de diamètre. Dans le bas est fixé, par une soudure interne, un tube effilé, par lequel on insuffle du chlore provenant d'une bombe. Il se produit, au contact du gaz et du liquide, une réaction avec vive effervescence, accompagnée d'une belle lumière rouge qui illumine le tube sur une longueur variable, allant jusqu'à $10^{cm}$. Cette lumière est projetée sur la fente d'un spectrographe Huet pour effet Raman. Une pose d'une heure, avec une fente de $0^{mm},08$, a permis d'obtenir sur plaque Agfa Iss un spectre à deux bandes, repéré par l'arc au fer.

Une première bande dans le rouge est assez large et va de 610 à $650^{m\mu}$ environ. Son maximum applati se trouve vers $632^{m\mu}$. La deuxième bande, beaucoup plus faible, est moins large et possède son maximum vers $578^{m\mu}$. L'allure des bandes paraît symétrique. Elles n'ont pas été résolues en raies. L'étude spectrophotométrique des clichés a été empêchée par les circonstances.

Différents échantillons d'eau oxygénée ont montré que l'effet observé n'est pas lié à une impureté fortuite. Il est également indépendant de la nature de l'alcali (soude ou potasse). Nous avons attaché une importance particulière à

---

(7) Cf. P. Dive, *L'Électro-Optique dans le Temps universel* (*Bull. Astron.*, t. XII, fasc. I).

(1) Séance du 4 mai 1942.

(2) L. Mallet, *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 352.

(3) P. Groh, *Bull. Soc. Chim.*, 5, 1938, p. 12.

examiner l'influence de la nature de l'halogène. L'expérience avec le brome, signalée pour la première fois par l'un de nous ([3]), a pu être réalisée par une variante du dispositif expérimental : le brome a été chauffé à 45° et ses vapeurs ont été entraînées par un courant d'air vers le tube à réaction.

La lueur produite, également rouge, a une intensité bien moindre. Il a fallu 8 heures de pose, avec une fente de $0^{mm},5$, pour obtenir un spectre à deux bandes. Il est identique à celui qu'a fourni le chlore.

L'identité des spectres obtenus permet de conclure que la phase de la réaction responsable de l'émission lumineuse ne fait pas intervenir l'halogène. L'hypothèse la plus simple consiste à envisager la formation, aux dépens de l'ion hypochlorite ou hypobromite et de l'eau oxygénée, d'une molécule d'oxygène activée, dont la désactivation entraîne une émission.

Le bilan énergétique permet une nouvelle conclusion. Le quantum lumineux correspondant aux deux bandes est de $44^{cal},8$ et de $49^{cal},1$. La réaction du chlore dégage $57^{cal}$. Il semblerait donc que l'émission d'un photon par molécule soit possible. Mais l'effet thermique dans le cas du brome n'est que de $32^{cal},3$. Il est donc nécessaire, au moins dans le cas du brome, d'admettre que l'émission résulte d'une accumulation de l'énergie de deux molécules réagissantes, par exemple par choc de deux molécules activées d'oxygène, ce qui suppose une durée de vie relativement grande. En fait, la faible intensité observée indique bien un rendement lumineux très petit, mais sa valeur n'a pas été déterminée.

Il est intéressant de remarquer que les bandes observées sont très voisines de deux fréquences rencontrées dans l'absorption par l'atmosphère et attribuées à l'oxygène [bandes α et α′ du spectre de Janssen, étudié par Dufay ([4])].

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur un comportement complexe du permanganate de potassium envers une fonction éthylénique, conduisant à un nouveau mode de formation de l'aldéhyde p-cuménacétique.* Note ([1]) de M. **Léonce Bert**.

En élaborant une nouvelle méthode générale de préparation synthétique des aldéhydes arylés Ar.CHO, par rupture oxydative de la chaîne latérale non saturée des éthers oxydes mixtes d'alcoyle et d'alcoylcinnamyle

$$Ar.CH:CH.CH^2.O.R,$$

nous avons étudié le comportement de ces derniers à l'égard du permanganate de potassium.

Pour obtenir un aldéhyde par coupure à l'endroit d'une fonction éthylé-

([4]) J. Dufay et J. Plassard, *Soc. Franç. de Phys.*, Séance du 14 décembre 1940, à Lyon.

([1]) Séance du 24 août 1942.

nique, on a coutume d'opérer à 0°, en n'ajoutant que peu à peu, au produit à oxyder, une solution aqueuse de $MnO^4K$ très diluée.

En variant les conditions d'emploi du $MnO^4K$, nous avons obtenu, dans le cas des éthers oxydes mixtes d'alcoyle et de *p*-isopropylcinnamyle $(CH^3)^2CH.C^6H^4.CH:CH.CH^2.O.R$, au lieu de l'aldéhyde *p*-cuminique attendu (1) $CHO.C^6H^4.CH(CH^3)^2$ (4), l'aldéhyde *p*-homocuminique ou *p*-cuménacétique (1) $CHO.CH^2.C^6H^4CH(CH^3)^2$ (4).

Pour cela, l'éther mixte (1/50e de mol) est agité à la secoueuse, à la température ordinaire, avec la quantité de $MnO^4K$ en solution aqueuse saturée calculée pour le scinder en aldéhyde *p*-cuminique et alcoxyéthanal $RO.CH^2.CHO$. Au bout de 30 minutes, l'oxydation est pratiquement terminée. On entraîne par la vapeur d'eau l'aldéhyde formé, on le purifie par l'intermédiaire de sa combinaison bisulfitique et on l'identifie avec l'aldéhyde *p*-cuménacétique (caractères organoleptiques et physiques, semicarbazone). Le résidu d'entraînement à la vapeur, épuisé à l'éther, lui cède de l'alcoxy-*p*-cumèneglycérol-1.3

$$(CH^3)^2CH.C^6H^4.CHOH.CHOH.CH^2.O.R.$$

Nous interprétons de la manière suivante la réaction complexe observée : $MnO^4K$ concentré donne, dans une première phase, de l'aldéhyde *p*-cuminique et de l'alcoxyéthanal olfactivement perceptibles :

$$(CH^3)^2CH.C^6H^4.CH:CH.CH^2.O.R + O^2 = (CH^3)^2CH.C^6H^4.CHO + RO.CH^2CHO.$$

Mais KOH libéré simultanément ($2MnO^4K + H^2O = 2MnO^2 + 2KOH + 3O$) produit, dans une seconde phase, une aldolisation. Le CHO de l'aldéhyde *p*-cuminique s'unit au corps acyclique par l'atome de carbone voisin du CHO gras. L'aldéhyde complexe engendré subit alors la série de transformations :

$$(CH^3)^2CH.C^6H^4.CH:\underset{OR}{C}.CHO \xrightarrow{+O} (CH^3)^2CH.C^6H^4.CH:\underset{OR}{C}.COOH$$

$$\xrightarrow{-CO^2} (CH^3)^2CH.C^6H^4.CH:CH.OR \xrightarrow{+H^2O} (CH^3)^2CH.C^6H^4.CH:CHOH + ROH$$

$$\longrightarrow (CH^3)^2CH.C^6H^4.CH^2.CHO.$$

$MnO^4K$, dont la concentration tombe de 6 % à moins de 2 %, fournit dès lors, selon Wagner, avec l'éther mixte non encore oxydé, le glycol

$$(CH^3)^2CH.C^6H^4.CHOH.CHOH.CH^2.O.R.$$

Nous avons choisi pour R les radicaux : méthyle, éthyle, *n*-propyle, isopropyle, *n*-butyle, isobutyle et isoamyle. Nous avons constaté la mise en liberté d'alcool ROH dans le cas de l'éther isoamylique. Avec l'éther butylique, nous avons eu une petite quantité d'acide butyrique, provenant sans doute de l'oxydation immédiate de l'alcool butylique naissant.

L'ensemble des réactions ci-dessus aboutit, en somme, à un nouveau mode de formation de l'aldéhyde *p*-cuménacétique. Nous cherchons à voir s'il est général ; en d'autres termes, si la série de l'aldéhyde phénylacétique peut s'édifier de la sorte à partir du dichloropropène (c'est-à-dire du propène ou du glycérol) et des carbures benzéniques.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *La diffusion des rayons X par effet Compton est moindre pour un atome engagé dans un cristal que pour le même atome libre.* Note de M. **Jean Laval**, présentée par M. Charles Mauguin.

Soit $i$ l'intensité du rayonnement diffusé par un grain de matière qui contient $n$ électrons extranucléaires. Soit $\varepsilon$ l'intensité que prendrait, au même point, le rayonnement diffusé suivant la loi de J. J. Thomson par un électron libre, situé à la même place dans le même faisceau incident. Le pouvoir diffusant du grain est $p = i/n\varepsilon$.

Grâce à la mécanique ondulatoire, Wentzel [1] a évalué le pouvoir diffusant, par effet Compton, pour un *atome libre*, comme un atome de gaz rare. Il trouve

$$p = \left(1 - \sum_{i=1}^{z} \frac{f_i^2}{z}\right)\left(\frac{\nu'}{\nu}\right)^3;$$

$f_i$ est un facteur de structure électronique, $\nu$ la fréquence des rayons X incidents, $\nu'$ la fréquence moyenne des radiations diffusées, et $z$ le nombre atomique. Wentzel ne fait intervenir ni la relativité, ni le magnétisme de l'électron. Waller et Hartree [2], Klein et Nishina [3] en tiennent compte. Mais ils n'apportent à la formule de Wentzel qu'une correction inférieure, généralement, à l'erreur qui affecte les facteurs de structure électroniques. La formule de Wentzel s'accorde avec toutes les photométries des rayons X diffusés par les gaz rares. C'est par elle que je définis, dans cette Note, le pouvoir diffusant, par effet Compton, dans les atomes libres.

Par contre, d'après nos expériences, la formule de Wentzel ne paraît pas s'appliquer à un atome engagé dans un cristal. D'ordinaire la diffusion des rayons X par les cristaux ne provient qu'en faible partie de l'effet Compton. Elle est surtout due à l'agitation thermique. Mais s'il est convenablement orienté, le cristal produit une diffusion faible [4] qui ne varie en gros qu'avec $\sin\varphi/\lambda$ ($2\varphi$, angle de diffusion; $\lambda$, longueur d'onde de la radiation incidente). C'est à l'effet Compton que revient, en général, la part principale de la diffusion faible. L'autre part revient aux vibrations élastiques dont les fréquences sont les plus élevées. On peut estimer cette dernière par divers procédés; en la retranchant de la diffusion globale on atteint le pouvoir diffusant, par effet Compton, dans le cristal. J'ai mesuré les pouvoirs diffusants faibles du diamant, de l'aluminium et de la sylvine.

Dans le diamant les vibrations de haute fréquence (environ $4.10^{13}$)

---

(1) *Zeits. f. Phys.*, 43, 1927, p. 1.
(2) *Proc. Roy. Soc.*, 124, 1929, p. 119.
(3) *Zeits. f. Phys.*, 52, 1929, p. 853.
(4) J. Laval, *Bull. Soc. franç. Minéral.*, 62, 1939, p. 104.

causent une diffusion infime, le pouvoir diffusant, par effet Compton, se confond avec le pouvoir diffusant faible. Il est très inférieur au pouvoir diffusant, par effet Compton, dans l'atome de carbone libre. Pour $\sin\varphi/\lambda$ égal à 0,12, le premier s'élève à peine aux 2/5 du second :

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $(\sin\varphi/\lambda).10^{-8}$; $\lambda = 1$ Å, 358. | 0,06. | 0,112. | 0,168. | 0,274. | 0,372. |
| $p$ mesuré (diamant) | 0,10 | 0,14 | 0,30 | 0,55 | 0,65 |
| $p$ calculé (atome libre) | 0,22 | 0,36 | 0,49 | 0,66 | 0,74 |

Debye, étudiant la chaleur spécifique des métaux, a défini une température caractéristique ([5]) liée de façon simple aux fréquences maxima des vibrations élastiques, qui permet de calculer le pouvoir diffusant pour les vibrations ayant ces fréquences. D'après la température caractéristique de l'aluminium, 390°K., j'ai pu déterminer le pouvoir diffusant, par effet Compton, dans le cristal de ce métal. Il est moindre que le pouvoir diffusant, par effet Compton, dans l'atome d'aluminium libre :

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $(\sin\varphi/\lambda).10^{-8}$; $\lambda = 0$ Å, 708. | 0,074. | 0,094. | 0,148. | 0,30. | 0,483. |
| $p$ mesuré (cristal) | 0,06 | 0,08 | 0,18 | 0,42 | 0,61 |
| $p$ calculé (atome libre) | 0,16 | 0,21 | 0,30 | 0,52 | 0,74 |

Quand la température s'élève, l'effet Compton reste sensiblement constant, l'agitation thermique et la diffusion croissent. C'est l'accroissement de l'agitation thermique qui provoque l'augmentation de la diffusion ([6]). De cette augmentation, on déduit le pouvoir diffusant dû aux vibrations élastiques, et, en particulier, aux vibrations qui ont les fréquences les plus élevées. Puis on évalue le pouvoir diffusant, par effet Compton, en faisant la différence avec la diffusion faible. On trouve, de la sorte, que le pouvoir diffusant, par effet Compton, dans la sylvine n'atteint pas celui que l'on calcule en supposant libres les ions $K^+$ et $Cl^-$ :

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $(\sin\varphi/\lambda).10^{-8}$; $\lambda = 0$ Å, 708. | 0,086. | 0,149. | 0,247. | 0,395. |
| $p$ mesuré (cristal) | 0,10 | 0,20 | 0,35 | 0,38 |
| $p$ calculé (ions libres) | 0,18 | 0,32 | 0,50 | 0,63 |

Toutes ces différences ne peuvent être imputées à une estimation erronée des facteurs de structure électroniques. Ces facteurs ont pour sommes les facteurs de structure atomiques que l'on détermine expérimentalement par la photométrie des rayons X sélectivement réfléchis. J'ai pris en compte dans la formule de Wentzel, les facteurs de structure électroniques calculés par James et Brindley ([7]), car les facteurs de structure atomiques correspondants s'accordent exactement avec les intensités des réflexions sélectives.

Ainsi un atome engagé dans un cristal produit un effet Compton moindre que s'il était libre.

---

([5]) *Ann. d. Physik*, **39**, 1912, p. 789.

([6]) J. Laval, *loc. cit.*, **64**, 1941, p. 90.

([7]) *Phil. Mag.*, **12**, 1931, p. 104.

HYDROLOGIE. — *Sur les réserves souterraines de la Cure en amont de Saint-Père.* Note de M[lle] **Aimée Péreau**.

En examinant la marche en décrue des niveaux de la Cure relevés à Saint-Père, on parvient à distinguer l'existence de tronçons appartenant visiblement à une courbe continue de décrue non influencée par les pluies. Les différents tronçons du graphique ne s'étendent jamais que sur quelques jours. On a constamment l'impression de la vidange d'une capacité peu importante, mais fréquemment réalimentée.

Dans le but de déterminer l'importance de cette capacité, les niveaux ont été transformés en débits en se servant des résultats de jaugeage communiqués par le Service Central d'Annonce des Crues et que l'on peut représenter pour les débits inférieurs à 20 $m^3/s$ par la formule

$$Q = 2{,}67(h + 0{,}78)^{3{,}28}.$$

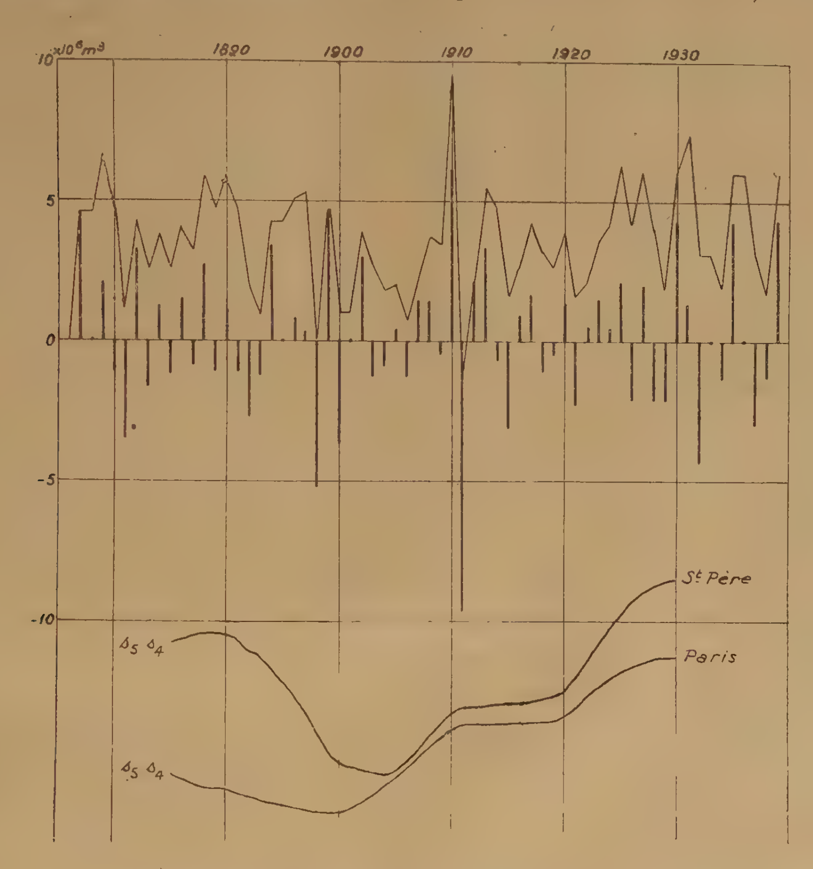
*Capacité souterraine.* — Le graphique des débits journaliers a permis de relever une courbe de décrue en régime propre non influencé par les pluies, défini par Ed. Maillet, s'étendant sur 16 jours et valable pour les débits inférieurs à 9,67 $m^3/s$. L'anamorphose logarithmique de cette courbe montre qu'elle peut être représentée par deux tronçons de la fonction exponentielle $q = \mathrm{A}e^{-\alpha t}$, caractérisés par des paramètres différents. Les paramètres calculés et les volumes qui en résultent se trouvent dans le tableau suivant :

| Cote (m). | Débit ($m^3/s$). | Durée (jours). | A. | $\alpha$. | Capacité libérée ($m^3$). |
|---|---|---|---|---|---|
| 0,70...... | 9,67 | | | | |
| | | 4,94 | 9,67 | 0,1193 | 3.118.000 |
| 0,46...... | 5,36 | | | | |
| | | 11,06 | 8,15 | 0,0847 | 3.328.000 |
| 0,15...... | 2,10 | | | | |
| | | — | 8,15 | 0,0847 | 2.141.000 |
| −0,78...... | 0 | | | | |

On voit que le tarissement est très rapide par rapport aux cas étudiés par MM. Maillet, Palluchini, Mazloum et Frolow. Comme la surface du bassin versant de la Cure en amont de Saint-Père est égale à 564,8 $km^2$ (valeur obtenue par planimétrage de la carte au 1/80 000), le volume calculé ne représente que $15^{mm}$ de pluie. Nous avons là une réserve d'eau très faible, mais qui se renouvelle souvent. Ceci constitue une caractéristique des terrains granitiques fissurés superficiellement du Morvan. La modicité des réserves souterraines de cette région avait d'ailleurs été signalée par Belgrand; le travail présent en donne la mesure.

*Marche des réserves.* — D'année en année la réserve définie plus haut est entamée plus ou moins, ce qui se traduit par la cote plus ou moins basse observée dans l'année. La différence des niveaux minima de deux années consécutives permet de calculer le volume emmagasiné, ou au contraire perdu.

La somme algébrique de ces volumes indique la marche des réserves souterraines par rapport à une année de référence. Le graphique accompagnant cette Note représente les différences de volume par les traits verticaux, et la marche




de la réserve souterraine par le trait continu, l'année de comparaison étant 1876. On constate que, depuis cette époque, la réserve souterraine est le plus souvent en augmentation. Cependant, une seule année peut suffire pour épuiser tout le surplus accumulé, comme le cas s'est produit en 1911.

*Prévision.* — Le graphique du bilan de la réserve souterraine présente des analogies avec celui des pluies à Paris. La courbe de reconnaissance $s_4 s_5$ (méthode d'analyse par combinaison linéaire d'ordonnées de M. H. Labrouste), reproduite en bas de la figure, montre une marche comparable pour les deux séries. Il s'ensuit que les règles de prévision, énoncées par M. V. Frolow [1] pour la pluie annuelle à Paris, sont applicables pour les bas débits de la Cure. La prévision peut être réalisée en extrapolant les courbes de reconnaissance $s_4 s_5$ et $s_5 s_6$.

---

[1] *Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 562.

GÉOLOGIE. — *Le problème du flysch au Nord du Pelvoux.* Note [1] de M. **Reynold Barbier**, transmise par M. Maurice Gignoux.

Mes levers au 1/20000 dans la vallée de l'Arc, entre Saint-Jean et Saint-Michel-de-Maurienne, m'ont montré que la complexité stratigraphique et tectonique de la *zone du flysch* est ici beaucoup plus grande que ne le laisserait prévoir la feuille de Saint-Jean-de-Maurienne au 1/80000; et j'ai été conduit à y établir une première division en deux unités qui est capitale pour la compréhension de cette zone :

A. *Flysch des Aiguilles d'Arves* (s. str.). — Ce flysch, le plus externe, s'étend depuis le Pont de Villarclément jusqu'un peu à l'est du torrent de Saint-Julien et se présente sous la forme d'une sorte de *trilogie priabonienne*, soit, de haut en bas :

1. Alternances de schistes ardoisiers et de grès en gros bancs.

2. Schistes ardoisiers noirs, luisants, non calcaires, avec dalles de grès fins.

3. Schistes calcaires avec absence presque complète de dalles gréseuses et, à la base, quelques dalles de calcaires gris à gros grains de quartz, où M. Gignoux [2] avait signalé la présence de petites Nummulites et où j'en ai moi-même retrouvé. Cette assise débute par un conglomérat de base à galets calcaires et cristallins et à pâte schisteuse à la base, gréseuse au sommet. Ce conglomérat forme une barre rocheuse bien visible, rive droite, à 200$^{m}$ en aval du Pont de Villarclément; son contact avec le *Lias autochtone* présente ici tous les caractères d'un contact stratigraphique, et non mécanique comme il a été admis jusqu'à présent.

Tectoniquement, ce flysch se caractérise par la régularité frappante de ses strates, plongeant régulièrement vers l'Est à 45° en moyenne. Il est très développé vers le Sud où il forme le petit massif des Aiguilles d'Arves, raison pour laquelle je lui conserve ce nom. Vers le Nord, au contraire, sa largeur diminue et il disparaît presque totalement au nord du Col de Valbuche sous une écaille de flysch plus interne.

B. *Écailles internes.* — A l'Est de cette première unité, caractérisée par sa simplicité stratigraphique et tectonique, nous tombons brusquement dans une zone complexe comprenant de nombreuses écailles et dont les faciès également s'opposent à ceux de la zone précédente :

*Priabonien.* — Schistes et grès du flysch, très variés dans les détails et d'une écaille à l'autre, présentant par places des dalles de calcaires gréseux à petites Nummulites.

---

(1) Séance du 27 avril 1942.

(2) *Révision de la Feuille de Lyon au* 320/000 (*Bull. Carte géol. France*, 22, n° 133, 1912).

*Lutétien.* — Calcaires et conglomérats à grandes Nummulites (gisement classique dit *de Montricher* avec *N. millecaput*); nombreux points fossilifères découverts par moi au nord de l'Arc. Ces conglomérats sont transgressifs sur des terrains divers (Crétacé sup. et Crétacé inf. en particulier).

*Crétacé sup.* — C'est le faciès classique des « marbres en plaquettes », déjà connus au sud de l'Arc (Usine de Saint-Félix); j'ai retrouvé ce terrain assez largement développé au Nord.

*Crétacé inf.* — Complexe des calcschistes clairs, de gros bancs de microbrèches et de dalles calcaires à bandes siliceuses noires; j'y ai retrouvé une *Duvalia*. Ce terrain n'avait, jusqu'à présent, été reconnu que près de Saint-Martin-de-Belleville ([3]).

*Malm.* — Aspect classique de calcaire gris ou clair (blanc ou rosé); affleurements très peu nombreux.

Nous avons donc affaire, en réalité, à deux catégories de flysch bien distinctes :

*Un flysch des Aiguilles d'Arves*, priabonien, directement transgressif sur la couverture des massifs cristallins externes, caractérisé par son extrême régularité, tout à fait analogue à celle des terrains *autochtones* et qui exclut toute idée de charriage lointain.

*Un flysch interne* à base lutétienne, accompagné de Crétacé et affecté, au contraire, d'une tectonique violente l'ayant débité en écailles successives. Par ses faciès, cette unité se rattache nettement à la zone subbriançonnaise.

Ces faits, qui peuvent paraître quelque peu surprenants (puisque la notion classique de *Nappe des Aiguilles d'Arves* devient ainsi caduque, au sens où elle a été prise jusqu'à présent), sont-ils en accord avec ce que nous connaissons plus au Sud?

Dès 1933, D. Schneegans ([4]) avait établi, en matière de flysch, une première distinction fondamentale entre le flysch de l'Embrunais, interne par rapport à la zone subbriançonnaise, et le Flych des Aiguilles d'Arves qui lui est externe.

Mais, en 1936, M. Gignoux ([5]), étudiant le bord Nord-Est du Pelvoux, a pu établir que le flysch des Aiguilles d'Arves n'est pas une unité nouvelle, mais qu'il « représente le prolongement vers le Nord du Nummulitique dit *autochtone* qui borde au Sud-Est le massif du Pelvoux et qui appartient, d'après nos définitions, à la zone ultradauphinoise » ([6]). C'est la belle coupe

---

([3]) L. Moret et D. Schneegans (*C. R. somm. Soc. géol. France*, n° 15, 23 novembre 1936, p. 251).

([4]) *Comptes rendus*, 187, 1933, p. 262; *ibid.*, 197, 1933, p. 486.

([5]) *Bull. Soc. géol. France*, 5e série, 6, 1936, p. 425.

([6]) M. Gignoux et L. Moret, *Travaux Lab. géol. Univ. Grenoble*, 22, 1938, pp. 56 et suivantes.

de la Croix de Ciboui qu'ont pu admirer les participants à la Réunion extraordinaire de la Société géologique de France en 1938.

C'est donc à un seul et même terrain que nous avons affaire au Nord et au Sud du Pelvoux : c'est le flysch priabonien, transgressif directement, soit sur le massif cristallin, soit sur sa couverture mésozoïque et dont le décollement en arrière du Pelvoux n'est qu'un accident local, ainsi que le prouve si bien la coupe de la Croix de Ciboui, où le flysch reste transgressif sur la lame de granite décollée.

Et dès lors le « *bord pennique frontal*, limite d'une zone externe ou autochtone et d'une zone interne ou pays de nappes » ([6]), retrouve une symétrie parfaite de part et d'autre du massif du Pelvoux, puisque ainsi, au Nord de même qu'au Sud de ce massif, « c'est la zone subbriançonnaise, faisant suite vers l'Est à la zone ultradauphinoise, qui marque le bord pennique frontal » ([6]).

PALÉOBOTANIQUE. — *Sur l'existence d'une structure primaire exarche dans les plantules des Angiospermes.* Note de M. **Paul Bertrand**, présentée par M. Louis Blaringhem.

En ce qui concerne l'organisation des plantules des Angiospermes, qui a donné lieu à de longues discussions, l'interprétation donnée par Chauveaud et défendue par Paul Becquerel est exacte dans son ensemble. Cela est démontré par la physiologie. Il y a effectivement, dans les premiers temps de la germination, écoulement de l'eau vers la surface du corps sous l'action de la transpiration, d'où la structure exarche du système vasculaire. La lame ligneuse centripète, très réduite parfois ou même rudimentaire, que l'on observe dans l'hypocotyle et le cotylédon, se superpose verticalement au coin ligneux centripète de la radicule qu'elle continue vers le haut. *Il n'en est pas moins certain qu'il y a là une structure primaire exarche qui appartient en propre à l'hypocotyle et au cotylédon* ([1]).

Tous les aspects structuraux, figurés par Chauveaud chez *Triglochin* (1901 et 1911), *Allium* (1902), *Beta* (1906) et *Mercurialis* (1911, p. 215 à 221), aux différents âges ou niveaux des plantules considérées, reproduisent les aspects multiples, qui nous sont offerts par les faisceaux unipolaires diploxylés (divergeants cycadéens), soit chez les Cycadées, soit chez les Sigillariées, soit même chez les Calamariées ([1]).

A l'état jeune, les faisceaux pétiolaires des Cycadées ont une structure exarche en harmonie avec l'écoulement centrifuge de l'eau provoqué par la

([1]) J'abandonne donc complètement l'idée d'un télescopage entre les deux structures feuille et racine, que j'avais admise comme susceptible d'expliquer la structure des plantules des Angiospermes.

transpiration. Même chose pour les folioles, qui, à l'état jeune, ou bien sont enroulées (*Cycas*), ou bien ont leurs faces ventrales tournées l'une vers l'autre (*Dioon*), position bien plus accusée encore chez les deux cotylédons de l'Érable ou d'une Ombellifère : tous ces organes transpirent par leur face externe, qui deviendra plus tard leur face inférieure. Même chose encore pour les feuilles des Cordaïtes, groupées en bouquets ou en éventails à l'extrémité des rameaux, conformément aux restaurations de Grand'Eury.

H. Matte a figuré deux sections transversales du pétiole de *Stangeria* (*Cycadacées*, 1904, *Pl. VIII, fig.* 118 et 119), qui peuvent nous donner une idée de la structure de la tige et de l'importance du bois primaire centripète chez les ancêtres des Angiospermes. Cependant chez ces dernières, tout au moins chez leurs plantules, le bois primaire était et est demeuré différencié beaucoup plus en direction radiale et centripète que tangentielle.

Ch.-Eug. Bertrand a décrit et figuré des exemplaires de *Psilotum*, où la structure exarche typique avec forme étoilée du bois, est réalisée d'une manière identique dans les rameaux souterrains et les rameaux aériens (1883, *fig.* 164, 167, 175 etc.). Mais les premiers sont enveloppés d'un manchon de poils absorbants et dépourvus de tissus scléreux, tandis que les seconds sont pourvus d'un tissu assimilateur sous-épidermique et de tissus scléreux (axe scléreux au centre de la stèle et gaine mécanique corticale). Or l'axe hypocotylé des Angiospermes paraît avoir un bois étoilé réduit, mais dont la disposition est calquée sur l'étoile ligneuse de la radicule. A cet égard, il y a parallélisme complet avec l'organisation primaire de *Psilotum* : même structure de l'étoile ligneuse dans les parties souterraines et aériennes. Chez *Urtica dioica*, en particulier, la section transversale du milieu et du sommet de l'hypocotyle présente un petit faisceau binaire exarche identique à celui de la radicule (Gravis, 1885, *Pl. XII, fig.* 2 et 5; Chauveaud, 1911, *fig.* 121).

En résumé : 1° les travaux de Chauveaud et de ses disciples permettent de relier solidement l'évolution de l'appareil conducteur des Angiospermes à ce que nous connaissons de la structure des végétaux carbonifères; 2° la tendance du bois primaire à évoluer vers la structure exarche s'est manifestée à la longue dans tous les groupes divergents des végétaux vasculaires, même chez les Fougères (pétioles des Schizéacées, de *Marsilia*, d'*Asplenium*, stolons des *Nephrolepis* etc.) et chez les Ptéridospermes (stèles de *Sutcliffia*); 3° physiologiquement la tendance à l'exarchie des tiges et des pétioles jeunes est en relation avec l'écoulement d'eau vers la surface provoqué par la transpiration et l'assimilation chlorophyllienne.

MICROPALÉONTOLOGIE. — *Sur les microfossiles des calcaires siluriens de la Montagne Noire, les Chitinozoaires (Eisenack).* Note de M. **Georges Deflandre**, présentée par M. Maurice Caullery.

Les données micropaléontologiques sur les roches siluriennes de France sont, hors quelques rares mentions concernant des Foraminifères et des Radiolaires indéterminés, pratiquement inexistantes. En Allemagne, les importants travaux d'Eisenack, poursuivis par cet auteur depuis 1931 [1] sur des galets siluriens du domaine baltique, puis sur diverses roches siluriennes d'autres provenances, ont fait connaître un microbios nouveau, comportant, outre des restes microscopiques de Graptolithes et d'Annélides, des Hystrichosphères et un groupe d'organismes inconnus jusqu'alors, les *Chitinozoaires*. Ce sont des logettes chitineuses de teinte brun foncé ou noire, affectant des formes très variées, et qu'Eisenack considère comme des restes de Protozoaires, sans toutefois exclure l'hypothèse de vestiges de Métazoaires (ovithèques ?) de très petite taille. Dès à présent, il semble bien que les Chitinozoaires sont appelés à jouer un rôle dans la stratigraphie du Silurien, en compagnie d'ailleurs des Hystrichosphères, déjà nombreuses.

Mes premières recherches dans cette voie, effectuées sur quelques fragments de calcaires siluriens de la Montagne Noire, dus à M. Casteras, m'ont mis en présence d'un ensemble de ces microfossiles, jusqu'ici inconnus en France, ensemble composé en partie de Chitinozoaires, en partie d'Hystrichosphères de très petite taille. Ces dernières feront l'objet d'une prochaine Note.

Voici un résumé des résultats enregistrés, dont certains sont négatifs *pour les échantillons étudiés*.

Ordovicien. — *Caradocien.* — Calcaire du petit Glauzy [2] : Néant.

*Ashgillien.* — Calcschiste de la Grange du Pin : Hystrichosphères.

Gothlandien. — A. Sans autre précision. Calcaires de Roquemaillère : Chitinozoaires et Hystrichosphères. Calcaire, route de Gabian à Faugères : Néant. Calcaire, la Combe d'Izarne : Chitinozoaires et Incertæ sedis.

B. *Wenlockien.* — Calcaire, Roquemaillère : Chitinozoaires et Hystrichosphères. Calcaire, Ruisseau du Ribouyrel : Néant.

*Ludlowien.* — Calcaire, Cabrières : Néant.

Aucun des échantillons étudiés n'est riche en Chitinozoaires, ni même en microfossiles en général, mais ceci ne saurait faire préjuger de l'avenir de ces

---

(1) *Palaeont. Ztschr.*, **13**, 1931, p. 74; **14**, 1932, p. 257; **16**, 1934, p. 52; **19**, 1937, p. 217.

(2) Toutes ces localités sont situées dans le département de l'Hérault.

recherches dans la région considérée, puisqu'il ne s'agit que d'un premier sondage, sur des matériaux extrêmement restreints.

La conservation des Chitinozoaires est assez mauvaise, comme j'en ai pu juger en les comparant à des spécimens du domaine baltique, qui m'avait été envoyés par A. Eisenack en 1936-1938. Les coques (*fig.* 1 à 8) sont noires et cassantes, et n'ont jamais la fraîcheur relative que montrent les paratypes



Fig. 1 à 8. — Chitinozoaires des calcaires siluriens de la Montagne-Noire. Aspect des logettes creuses, opaques, recueillies dans le résidu insoluble dans HCl. 1, *Conochitina claviformis* Eis.; 2 et 3, *Conochitina diabolo* Eis. var. *paucicornis* n. var.; 4 et 6, *Conochitina* cf. *kuckersiana* Eis.; 5, *Conochitina* cf. *lagenomorpha* Eis.; 7, *Desmochitina* ? cf. *urna* Eis.; 8, *Lagenochitina sphærocephala* Eis. Grossissement 300, sauf figure 7, grossissement 240.

d'Eisenack. Leur aspect rappelle plutôt celui des formes ordoviciennes découvertes par cet auteur dans des nodules siliceux de schistes de la région rhénane ([3]). Elles sont souvent fendues ou incomplètes, ce qui, joint à leur rareté, rend les déterminations laborieuses. J'ai cependant pu reconnaître déjà les espèces ci-après :

([3]) *Senckenbergiana*, 21, 1939, p. 135.

*Conochitina claviformis* Eis. (Gothlandien, Roquemaillère) (*fig.* 1); *Conochitina diabolo* Eis. var. *paucicornis* n. var. (Wenlock, Roquemaillère) (*fig.* 2, 3); *Conochitina* cf. *kuckersiana* Eis. (Wenlock, Roquemaillère) (*fig.* 4, 6); *Conochitina* cf. *lagenomorpha* Eis. (Gothlandien, Roquemaillère) (*fig.* 5); *Desmochitina?* cf. *urna* Eis. (Gothlandien, Roquemaillère) (*fig.* 7); *Lagenochitina sphærocephala* Eis. (Gothlandien, La Combe d'Izarne) (*fig.* 8).

Sauf *Conochitina* cf. *kuckersiana* Eis., trouvée par Eisenack dans un galet qui semble provenir du Silurien inférieur, toutes les autres formes du Gothlandien de la Montagne Noire n'ont encore été signalées que dans le Silurien supérieur, soit du domaine baltique, soit de Bohême. Ces premiers résultats, auxquels s'ajoutent ceux, non encore publiés, relatifs aux Hystrichosphères, montrent que de telles recherches mériteront d'être poursuivies sur des matériaux plus abondants et de provenances variées.

La séance est levée à 15$^{h}$ 35$^{m}$.

A. Lx.